

Сильно-интенсивные переменные в pp и AA столкновениях в модели мультипомеронного обмена

Произведено дальнейшее развитие обобщенной модели мультипомеронного обмена [1-3], позволяющей описывать РТ- спектры и корреляции между средним поперечным импульсом и множественностью в широком диапазоне энергий. Рождение частиц в этой модели осуществляется за счет механизма Швингера [4]. Учет пособытийных флуктуаций в этой модели приводит к термальной форме спектра [5], что позволяет лучше описать форму РТ-спектра в экспериментальных данных.

В рамках этой модели вычислены так называемые сильно-интенсивные флуктуации Σ и Δ [6] между множественностью и суммарным поперечным импульсом как для швингеровского [7, 8], так и для термального РТ-спектра, и, таким образом, показано, что форма спектра существенно влияет на значения этих сильно-интенсивных переменных.

Произведено обобщение модели на ядро-ядерные столкновения. В качестве начальных данных используется распределение по числу померонных обменов, полученное из глауберовской модели на партонном уровне [9]. Сильно-интенсивные переменные Σ и Δ рассчитаны для ядро-ядерных столкновений при энергиях LHC в зависимости от энергии.

- [1] Armesto, N.; Derkach, D.A.; Feofilov, G.A. $p(t)$ -multiplicity correlations in a multi-Pomeron-exchange model with string collective effects. Phys. Atom. Nucl. 2008, 71, 2087–2095. <https://doi.org/10.1134/S1063778808120090>
- [2] Bodnia, E.; Derkach, D.; Feofilov, G.; Kovalenko, V.; Puchkov, A. Multi-pomeron exchange model for pp and pp^- collisions at ultra-high energy. PoS QFTHEP2013 2013, 60. <https://doi.org/10.22323/1.183.0060>
- [3] Kovalenko, V.; Feofilov, G.; Puchkov, A.; Valiev, F. Multipomeron Model with Collective Effects for High-Energy Hadron Collisions. Universe 2022, 8, 246. <https://doi.org/10.3390/universe8040246>
- [4] Schwinger J. // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 664.
- [5] Bialas, A. Fluctuations of the string tension and transverse mass distribution. Phys. Lett. B. 1999, 466, 301–304. <https://doi.org/10.1016/S0370-2693%2899%2901159-4>
- [6] Gorenstein M.I., Gazdzicki M. // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. Art. № 014904.
- [7] Е. В. Андронов, В. Н. Коваленко // ТМФ. 2019. Т. 200, № 3, С 415
- [8] Е. В. Андронов, В. Н. Коваленко // Известия РАН. Сер. физ., 2020, Т. 84, № 10, стр. 1464-1467
- [9] В. П. Михайловский, В. Н. Коваленко // ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА 2022. Т. 53, вып. 2. С. 504–517

Для протон-протонных столкновений, сильноинтенсивные величины, построенные для множественности N_{ch} и суммарного поперечного импульса в событии P_t определяются следующим образом:

$$\Delta(P_t, N_{ch}) = \frac{1}{\langle N_{ch} \rangle \omega \langle \langle p_t \rangle \rangle} \left[\langle N_{ch} \rangle \omega [P_t] - \langle P \rangle_t \omega [N_{ch}] \right],$$

$$\Sigma(P_t, N_{ch}) = \frac{1}{\langle N_{ch} \rangle \omega \langle \langle p_t \rangle \rangle} \left[\langle N_{ch} \rangle \omega [P_t] + \langle P \rangle_t \omega [N_{ch}] - 2 \text{cov}(P_t, N_{ch}) \right].$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по событиям, $\omega[A] = (\langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2) / \langle A \rangle$ – приведенная дисперсия величины A , $\omega \langle \langle p_t \rangle \rangle = (\langle \langle p_t^2 \rangle \rangle - \langle \langle p_t \rangle \rangle^2) / \langle \langle p_t \rangle \rangle$ – приведенная дисперсия инклюзивного распределения по поперечному импульсу, двойные угловые скобки – усреднение по всем частицам.

Для вычисления усреднения в модели с термальным распределением используется следующий вид совместного распределения:

$$\tilde{\rho}(N_{ch}, p_t) = \frac{\tilde{C}_w}{\sqrt{2\pi z}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(1 - \frac{\Gamma(n, z)}{\Gamma(n)} \right) \cdot \exp(-2nk\delta) \frac{(2nk\delta)^{N_{ch}}}{N_{ch}!} \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{n\beta\bar{t}}} \frac{1}{\sqrt{p_t^2 + m^2}} \exp\left(-\sqrt{\frac{2\pi(p_t^2 + m^2)}{n\beta\bar{t}}}\right).$$

после выполнения усреднений, для pp-столкновений, получается:

$$\begin{aligned}\omega[N_{ch}] &= 1 + 2k\delta\omega[n], & \langle P_t \rangle &= k\delta\sqrt{t}\langle n^{1+0.5\beta} \rangle, \\ \text{cov}(P_t, N_{ch}) &= k\delta\sqrt{t}\langle n^{1+0.5\beta} \rangle + 2k^2\delta^2\sqrt{t}\text{cov}(n, n^{1+0.5\beta}), \\ \langle\langle p_t \rangle\rangle &= \frac{k\delta\sqrt{t}\langle n^{1+0.5\beta} \rangle}{2k\delta\langle n \rangle} = \frac{\sqrt{t}\langle n^{1+0.5\beta} \rangle}{2\langle n \rangle}, & \langle\langle p_t^2 \rangle\rangle &= \frac{t\langle n^{1+\beta} \rangle}{2\langle n \rangle}.\end{aligned}$$

Отличие от варианта с распределением Швингера [19, 20] только в последней формуле для среднего по всем частицам квадрата поперечного импульса.

Таким образом, для термального распределения выражения для сильно интенсивных величин в модели ММПО принимают вид:

$$\begin{aligned}\Delta(P_t, N_{ch}) &= 1 + k\delta\langle n^{1+0.5\beta} \rangle \frac{\langle n \rangle\omega[n^{1+0.5\beta}] - \langle n^{1+0.5\beta} \rangle\omega[n]}{\langle n \rangle\langle n^{1+\beta} \rangle - \langle n^{1+0.5\beta} \rangle^2 \cdot (1/2)}, \\ \Sigma(P_t, N_{ch}) &= 1 + k\delta\langle n^{1+0.5\beta} \rangle \frac{\langle n \rangle\omega[n^{1+0.5\beta}] + \langle n^{1+0.5\beta} \rangle\omega[n] - 2\text{cov}(n, n^{1+0.5\beta})}{\langle n \rangle\langle n^{1+\beta} \rangle - \langle n^{1+0.5\beta} \rangle^2 \cdot (1/2)}.\end{aligned}$$

На рисунке показаны результаты расчета в мульти-померонной модели сильно-интенсивных переменных для быстрого диапазона $\Delta=0.5$ в pp-столкновениях в широком диапазоне энергий для двух распределений по p_t - Швингера и термального.

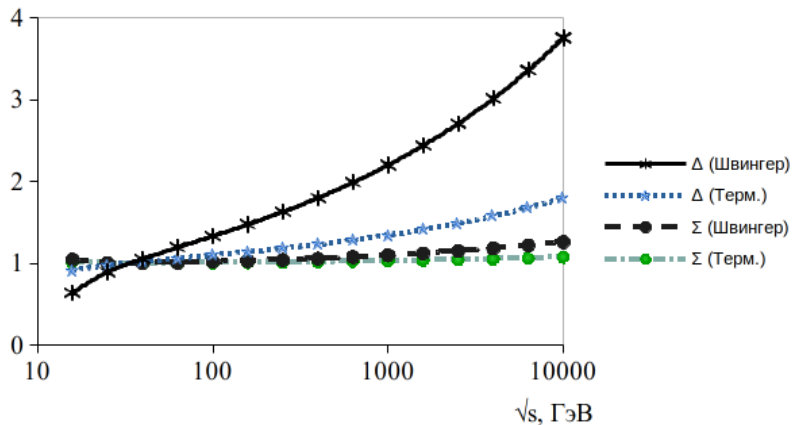


Рис 3. Сильно-интенсивные величины $\Sigma[Pt, Nch]$, и $\Delta[Pt, Nch]$ в зависимости от энергии столкновения для протон-протонных столкновений в быстротном диапазоне $(-0.25, 0.25)$

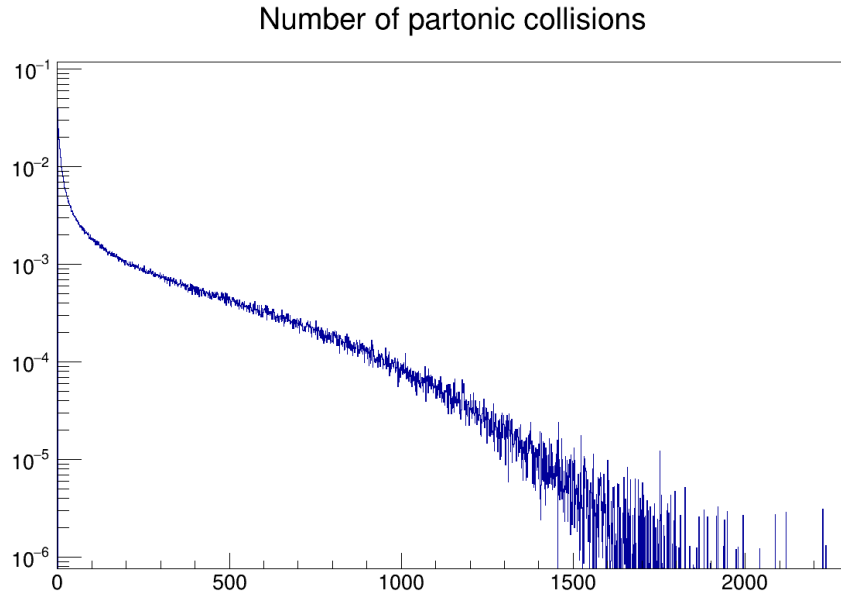


Рис. 8. Распределение по числу партонных столкновений в Pb-Pb столкновениях при энергии 2.76 ТэВ, полученное в партонной модели Глаубера.

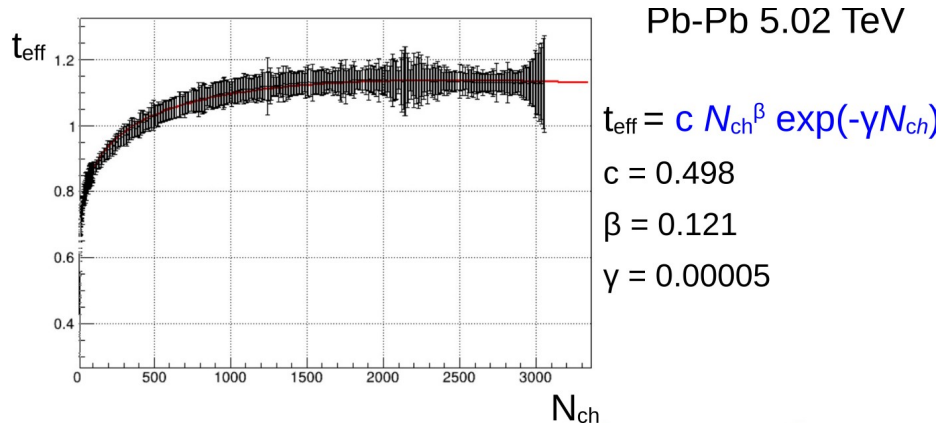


Рис. 10. Эффективное натяжение струны в рр-столкновениях при 13 ТэВ в зависимости от множественности. Экспериментальные данные [27] — точки, аппроксимация — линия (формула указана справа).

Для ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях формула для эффективного натяжения струны модифицируется. Как было показано в разделе 1.6.3, хорошее описание достигается следующей формулой:

$$t_{\text{eff}} = c N_{\text{ch}}^{\beta} \exp(-\gamma N_{\text{ch}})$$

Поскольку в модели мультипомеронного обмена $N_{\text{ch}} = 2 n k \delta$, то, с учетом аксептанса установки ALICE можно использовать следующее выражение для эффективного натяжения струны

$$t_{\text{eff}} = t n^{\beta} \exp(-\gamma 2k n), \quad \beta=0.121, \gamma=0.0001.$$

В связи с тем, что теперь натяжение струны по-другому зависит от множественности, формулы для сильно-интенсивных переменных, приведенные в разделы 1.6.1, необходимо модифицировать. Изменению подвергнутся только слагаемые, где множественность и поперечный импульс входят одновременно. Новые формулы для расчета всех необходимых вкладов приведены ниже:

$$\begin{aligned}\omega[N_{ch}] &= 1 + 2k\delta\omega[n], & \langle P_t \rangle &= k\delta\sqrt{t}\langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle, \\ \text{cov}(P_t, N_{ch}) &= k\delta\sqrt{t}\langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle + 2k^2\delta^2\sqrt{t}\text{cov}(n, n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}), \\ \langle\langle p_t \rangle\rangle &= \frac{\sqrt{t}\langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle}{2\langle n \rangle}, & \langle\langle p_t^2 \rangle\rangle &= \frac{t\langle n^{1+\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle}{2\langle n \rangle}.\end{aligned}$$

Таким образом, выражения для сильно-интенсивных переменных $\Sigma[P_t, N]$ и $\Delta[P_t, N]$ имеют вид:

$$\begin{aligned}\Delta(P_t, N_{ch}) &= 1 + k\delta\langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle \frac{\langle n \rangle \omega[n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}] - \langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle \omega[n]}{\langle n \rangle \langle n^{1+\beta} e^{-4\gamma kn} \rangle - \langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle^2 \cdot (1/2)}, \\ \Sigma(P_t, N_{ch}) &= 1 + k\delta\langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle \frac{\langle n \rangle \omega[n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn}] + \langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle \omega[n] - 2\text{cov}(n, n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn})}{\langle n \rangle \langle n^{1+\beta} e^{-4\gamma kn} \rangle - \langle n^{1+0.5\beta} e^{-2\gamma kn} \rangle^2 \cdot (1/2)}.\end{aligned}$$

Определение множественности в модели

$$\langle dN_{\text{ch}}/d\eta \rangle = f(N_{\text{part parton}}) = n_0 N_{\text{part parton}} = 2n_0 N_{\text{coll parton}} \quad n_0 = \mu_0 \simeq 1.$$

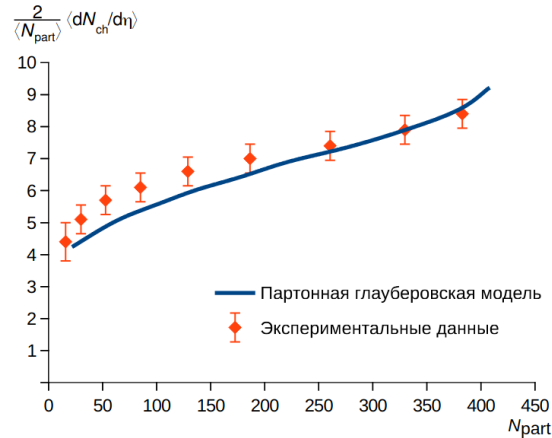


Рис. 3. Множественность заряженных частиц на единицу псевдобыстроты, нормированная на число нуклон-нуклонных пар, в зависимости от центральности в Рь-Рь столкновениях при энергии 2.76 ТэВ в партонной глауберовской модели (линия) и в сравнении с экспериментальными данными ALICE [27] (точки).

В.Н. Коваленко. Глауберовское моделирование столкновений адронов и ядер на партонном уровне.

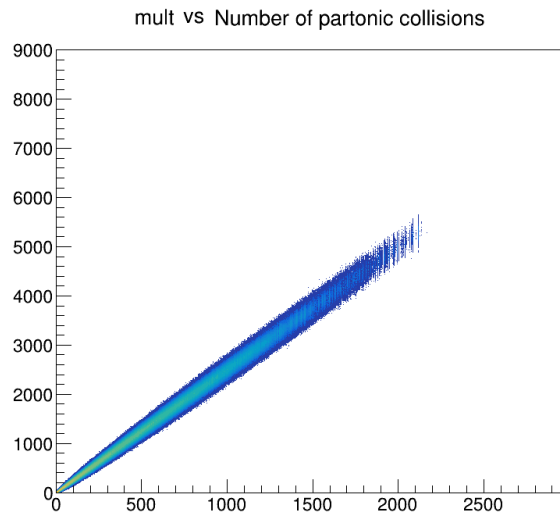
ЭЧАЯ 2025 (в печати)

Отбор по центральности в модели

Сигнал V_0 — это множественность в окне шириной 2.5, распределенная по Гауссу с $\sigma^2 = 2 \cdot \text{mean}$

Svetlana Belokurova, Vladimir Vechernin. Symmetry 14 (2022) 8, 1673

$$P_N(V) = C \theta(V) \exp \left[-\frac{(V - \gamma N)^2}{2\beta \gamma N} \right],$$



На рис оказаны результаты расчета сильно-интенсивных переменных $\Sigma[\text{Pt},N]$ и $\Delta[\text{Pt},N]$ в зависимости от центральности в Pb-Pb взаимодействиях при энергии 2.76 ТэВ в классах шириной 10%. Видно, что при больших прицельных параметрах обе переменные выше единицы, немонотонно зависят от центральности, причем положение максимума у этих переменных не совпадает. Также, величина Σ оказывается достаточно близка к единице, тогда как величина Δ достигает 1.25.

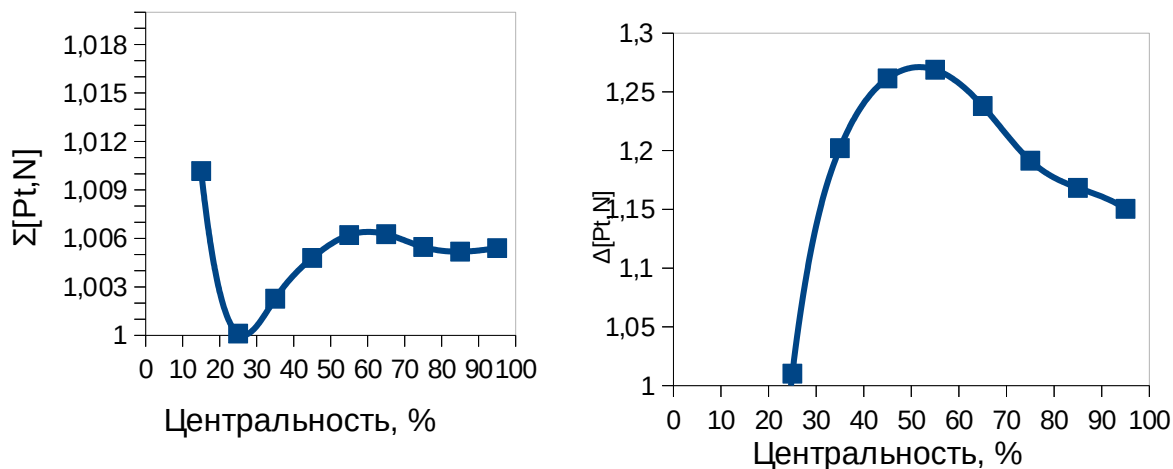
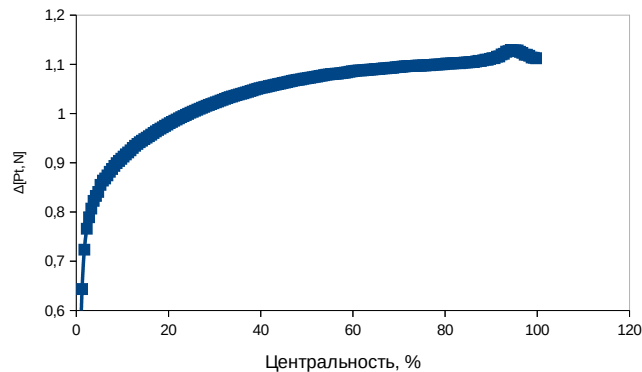
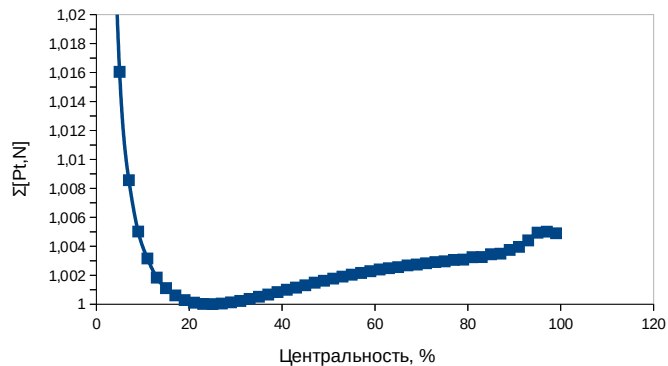
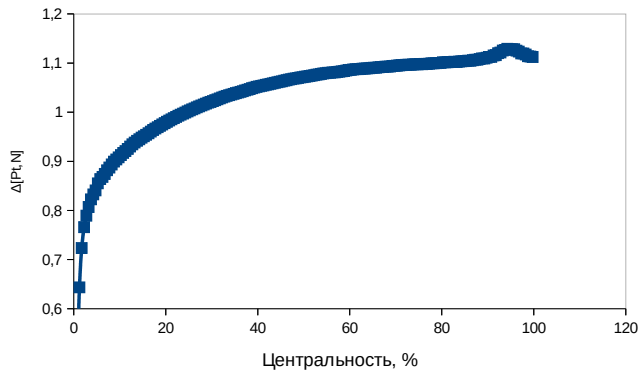
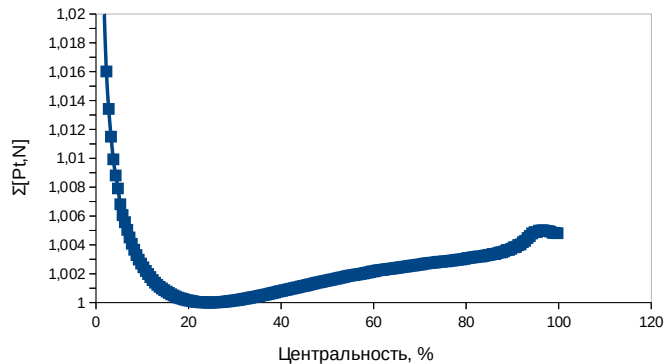


Рис. 11. Сильно-интенсивные переменные $\Sigma[\text{Pt}, N_{ch}]$ (слева) и $\Delta[\text{Pt}, N_{ch}]$ (справа) в зависимости от центральности для Pb-Pb столкновений при энергии 2.76 ТэВ в окне шириной 0.5 по псевдо-быстроте.

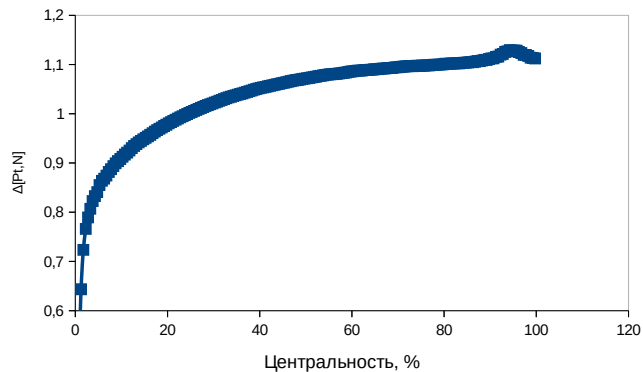
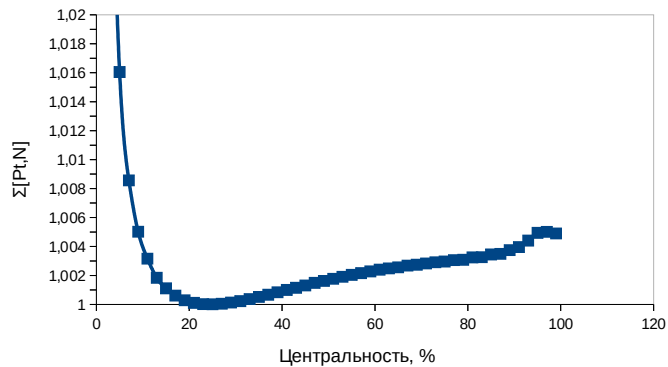
В более узких классах центральности ширина класса 2%



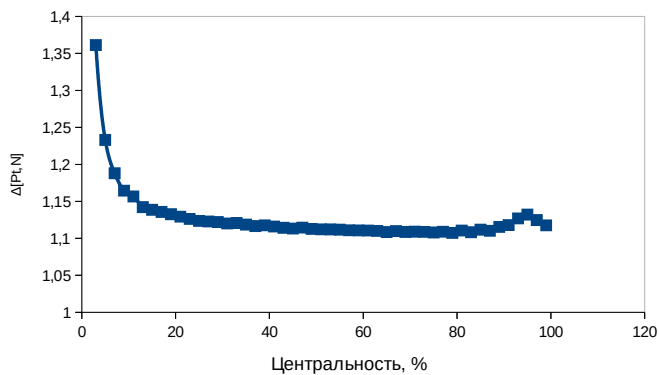
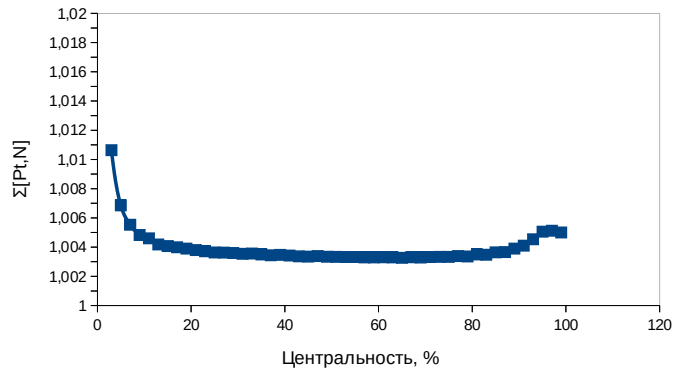
ширина класса 0.5%



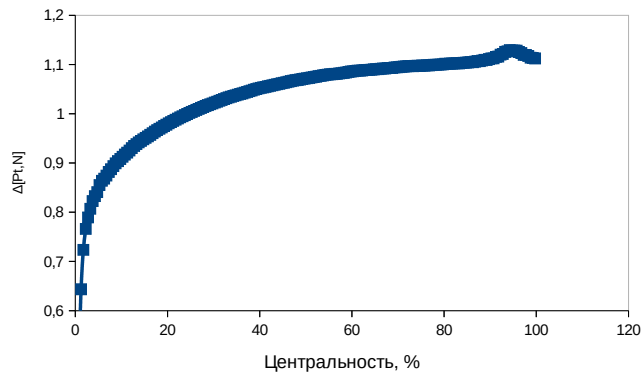
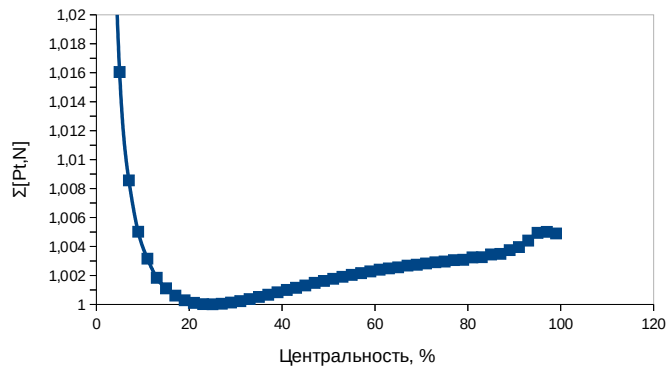
Default ширина класса 2%



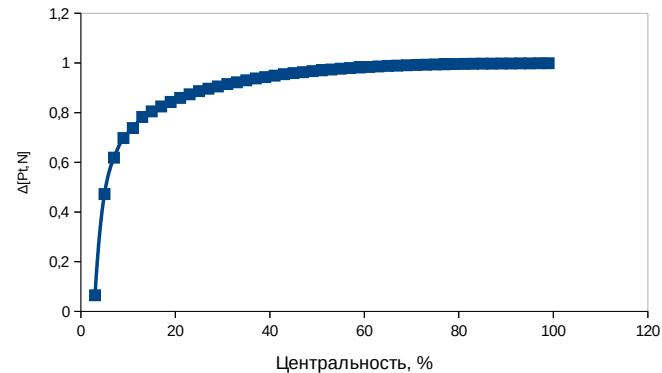
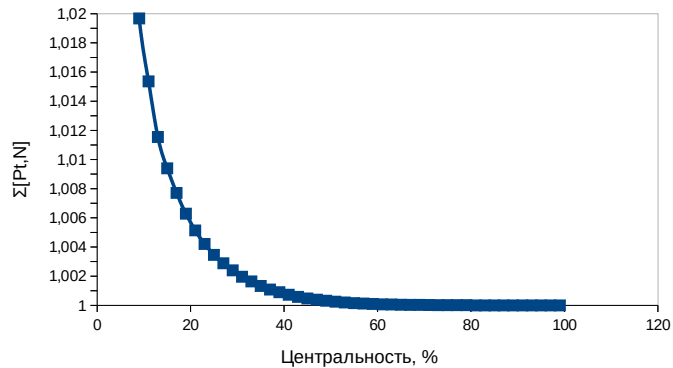
Вариант gamma=0



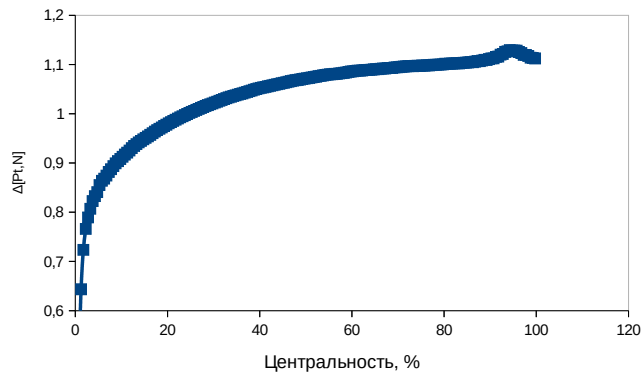
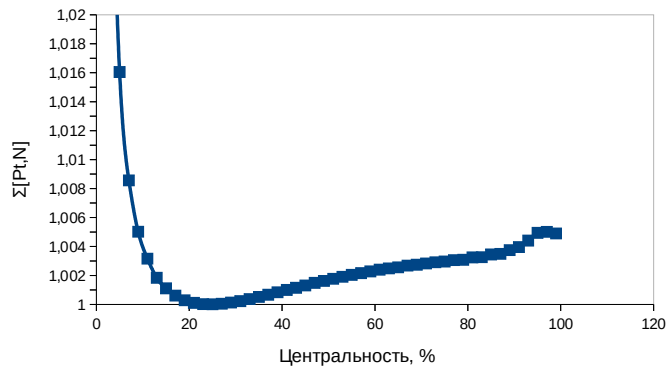
Default



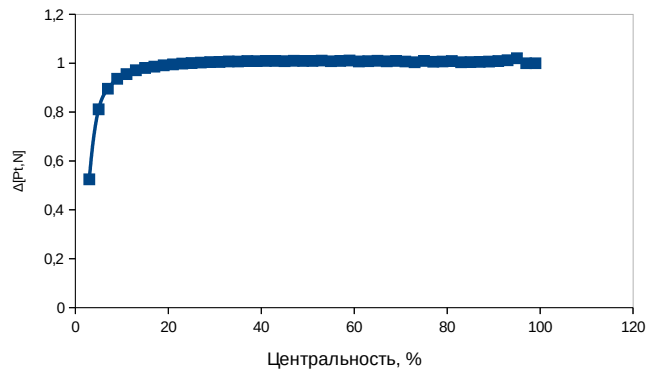
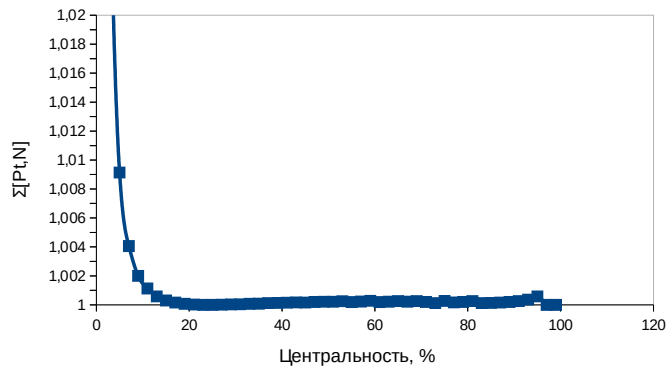
Вариант beta=0



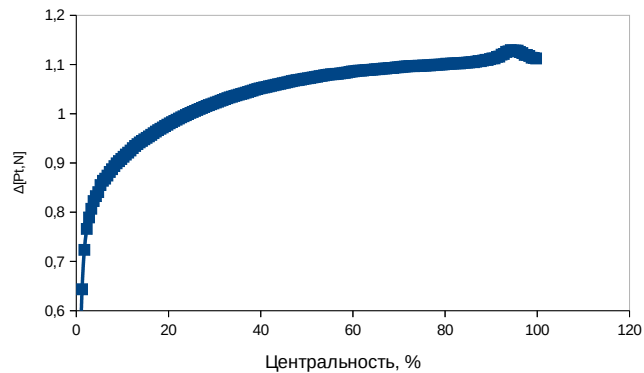
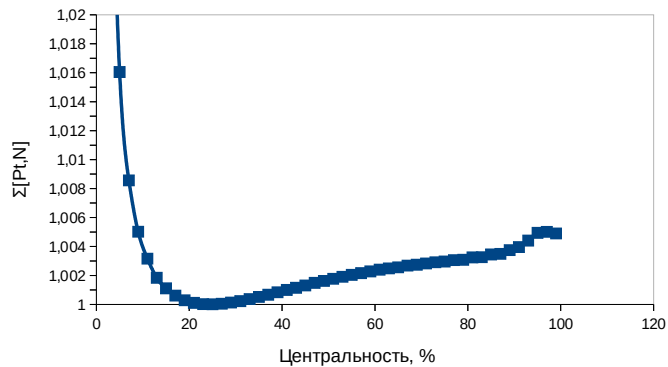
Default



Вариант sigma=0 (идеальная центральность)



Default



Вариант $\gamma=0.00005$ (в два раза меньше)

